



# Dissymétrie de rayonnement dans les radiosources extragalactiques

Didier Fraix-Burnet

## ► To cite this version:

Didier Fraix-Burnet. Dissymétrie de rayonnement dans les radiosources extragalactiques. Astro-physique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. tel-00007509

**HAL Id: tel-00007509**

**<https://theses.hal.science/tel-00007509>**

Submitted on 24 Nov 2004

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DIPLÔME d'HABILITATION à DIRIGER des RECHERCHES

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

GRENOBLE I

**DISSYMMÉTRIE DE RAYONNEMENT  
DANS LES  
RADIOSOURCES EXTRAGALACTIQUES**

*Didier FRAIX-BURNET*

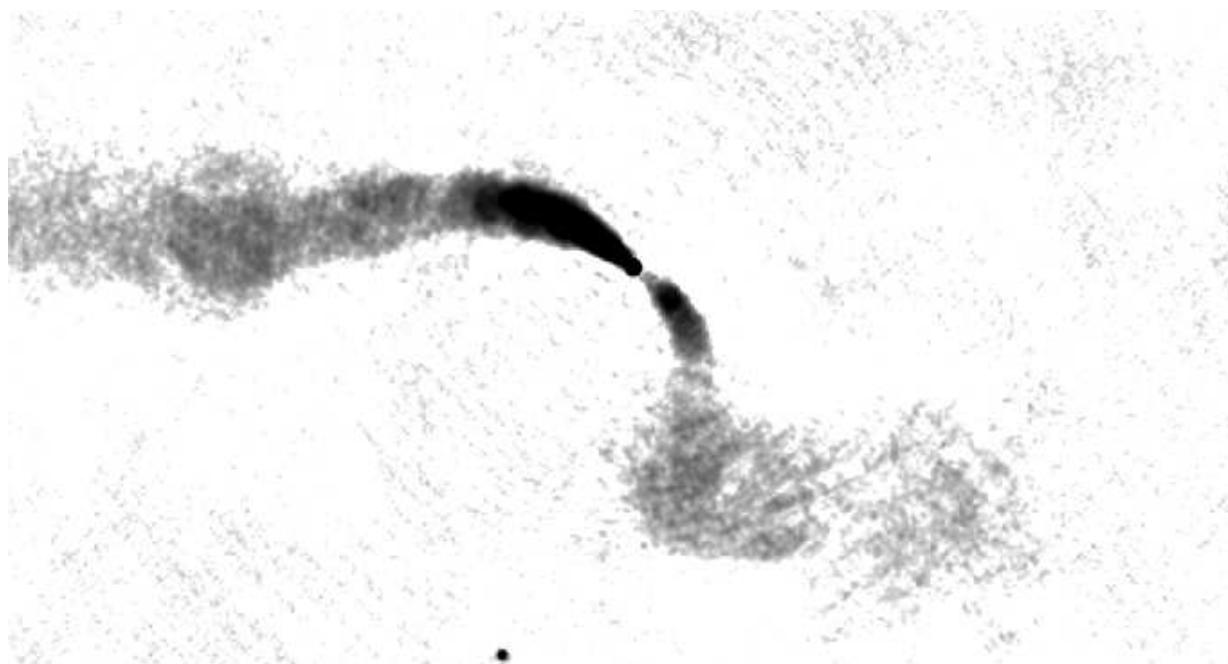
*Présentée le Mardi 8 Juillet 1997 devant le jury :*

<b>S. Collin</b>	<i>Présidente</i>
<b>E. Asséo</b>	<i>Rapporteur</i>
<b>A. Ferrari</b>	<i>Rapporteur</i>
<b>J. Heyvaerts</b>	
<b>G. Pelletier</b>	

## SOMMAIRE

<b>I. Introduction</b>	1
<b>II. Dissymétrie des radiosources à grande échelle</b>	4
1) Propriétés générales	4
2) Aberration relativiste	5
3) Dissymétrie intrinsèque de rayonnement	5
4) Dissymétrie initiale des jets	6
<b>III. Interaction jet/milieu interstellaire</b>	7
1) Le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement	7
2) Les indices observationnels	7
3) Les indices théoriques	9
4) Quelques problèmes avec le modèle	10
<b>IV. Les jets optiques</b>	11
1) Introduction	11
2) Le jet de M87: un jet typique?	11
3) 3C66B: une source unique	12
<b>V. Les jets VLBI</b>	13
1) Introduction	13
2) Le jet de 3C66B du parsec au kiloparsec	13
3) Modélisation des jets VLBI	15
<b>VI. Turbulences magnétiques</b>	18
<b>VII. Projets et perspectives</b>	20
1) L'état du modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement	20
2) L'avenir des observations	20
3) Modélisation du rayonnement des radiosources	22
4) Turbulences, mécanismes d'accélération des particules	23
5) Unification physique des Noyaux Actifs de Galaxies	24
<b>Liste des publications</b>	26
<b>Bibliographie</b>	28
<b>Annexes</b>	
A. "A counterjet in the elliptical galaxy M87"	
B. "The jet/interstellar medium interaction and the radiation properties of extra-galactic jets"	
C. "First millimeter mapping of the jet and nucleus of M87"	
D. "Interactive deconvolution with error analysis (IDEA) in astronomical imaging: application to aberrated HST images of SN1987A, M87, 3C66B"	
E. "Two-fluid model for VLBI jets: I. Homogeneous and stationary synchrotron emission simulations"	
F. "An optical counterjet in 3C66B?"	

---



La radiosource  $^{66}\text{Zn}$

## I. Introduction

Quelques centaines de galaxies dans l'Univers présentent des structures extraordinaires, d'une taille parfois gigantesque (jusqu'à plusieurs dizaines de fois le rayon de la galaxie parente). Ces structures, visibles essentiellement dans le domaine des longueurs d'onde radio, sont caractérisées par le noyau de ces galaxies (dites actives) et deux régions diffuses appelées "lobes". Dans les deux tiers des cas environ, un ou deux jets extrêmement bien collimatés relient le noyau aux lobes.

Le rayonnement qui nous parvient des jets est du rayonnement synchrotron exclusivement. Deux ingrédients sont dorés et déjà nécessaires: des particules relativistes (électrons/positrons) et un champ magnétique. Etant donnée la longueur de certains jets (jusqu'à quelques centaines de mégaparsecs), les électrons relativistes ne parviendraient plus à émettre du rayonnement synchrotron tout le long du jet si une configuration particulière n'existait pas. Deux idées sont envisagées à l'heure actuelle: soit le jet est creux avec un champ magnétique très faible à l'intérieur, soit les électrons sont réaccélérés le long du jet. Bien que l'idée du jet creux puisse être compatible avec les images à très haute résolution de certains jets, il semble douteux en revanche que cette structure se maintienne sur plusieurs kpc voire Mpc. De plus, le spectre énergétique des particules accélérées dans le noyau devrait évoluer vers les basses énergies le long du jet, mais rien de systématique n'est observé. L'hypothèse de la réaccélération in situ des particules est donc plus plausible, et les mécanismes d'accélération actuellement envisagés font intervenir des turbulences magnétiques.

La plus grosse partie de mes recherches s'est en quelque sorte attachée à déterminer l'origine du rayonnement dans les jets extragalactiques. J'ai abordé cette étude sous de multiples facettes parce que je suis convaincu que seule une vision globale de ces objets autorise une approche suffisamment précise de leur physique. Prises individuellement, les différentes composantes des radiosources (lobes, jets, jets VLBI, noyaux actifs,...) n'offrent que très peu de renseignements.

La physique des mécanismes d'accélération des particules relativistes responsables du rayonnement synchrotron des jets extragalactiques a été beaucoup développée à la fin des années 70 et dans les années 80. J'ai moi-même contribué très modestement à ce travail pour le cas particulier du rayonnement synchrotron optique (Fraix-Burnet & Pelletier 1991). Mais le sujet est tombé un peu dans l'oubli ou plutôt n'a pas fait de progrès substantiel. Non pas que l'origine des particules relativistes soit une question résolue, mais les observations n'arrivaient plus à contraindre des théories assez sophistiquées, qui de leur côté ne pouvaient fournir des relations quantitatives analytiques simples à partir desquelles les observateurs pouvaient déduire les paramètres physiques dans les jets. Bicknell (1986) a cependant tenté une telle approche par des considérations énergétiques en admettant que le lobe est le résultat de l'épuisement de l'énergie du jet par entraînement du milieu interstellaire. Cette hypothèse est cependant discutable (Fraix-Burnet 1992, Annexe B) et il me semble que la physique du rayonnement n'y est pas prise en compte d'une manière satisfaisante.

La dissymétrie des jets et des radiosources constitue à mon avis une approche nouvelle potentiellement riche et j'en ai fait le thème fédérateur de mes travaux. Expliquer pourquoi un jet rayonne alors que son opposé n'est pas visible est un objectif ultime: lorsque nous l'aurons atteint, nous aurons alors vraiment compris la physique des jets extragalactiques.

Ce mémoire s'articule autour de l'idée centrale que les jets sont non-relativistes et qu'une population de particules ultra-relativistes (électrons-positrons) supplémentaires explique le rayonnement synchrotron. Ce concept de jet à deux fluides, que j'avais déjà utilisé dans un travail avec G. Pelletier sur l'accélération des particules autour d'une onde de choc, réussit le tour de force de fournir une physique commune à l'ensemble des échelles et énergies trouvées dans les radiosources. Il est utilisé avec beaucoup de succès dans les processus d'accrétion/éjection à l'origine des jets extragalactiques (Ferreira & Pelletier 1995), il donne des résultats remarquables sur la production de rayonnement haute-énergie (UV, X et  $\gamma$ ) dans les noyaux actifs de galaxies (Marcowith, Henri & Pelletier 1995), enfin il s'applique naturellement aux processus d'accélération des particules notamment dans les jets à grande échelle (Fraix-Burnet & Pelletier 1991). Je montrerai dans ce mémoire comment il explique aussi les propriétés observées de l'échelle du pc (jets VLBI) jusqu'à l'échelle des lobes radio.

Ce concept de jet à deux fluides m'a conduit à la mise au point d'un modèle, encore qualitatif, sur le rayonnement intrinsèquement dissymétrique des jets à grande échelle. Je crois qu'une partie des difficultés à relier observation et théorie vient de ce qu'on oublie trop facilement qu'il existe nécessairement deux plasmas, dont un seul rayonne, les mécanismes d'accélération permettant ce rayonnement étant portés par le plasma invisible. Or on voudrait déduire du rayonnement de l'un, les propriétés globales de l'autre alors que les deux plasmas ne sont pas totalement interdépendants. Le même problème se pose à l'échelle VLBI, et les corrélations observées entre les différentes échelles imposent des considérations globales des jets VLBI aux radiosources plus généralement. Toutes mes recherches se situent dans ce cadre de dissymétrie intrinsèque de rayonnement pour des jets bi-fluides, à toutes les échelles, et ont pour objectif d'appuyer le modèle par des observations et de le quantifier par des approches théoriques.

A ce jour, j'ai le sentiment d'avoir les preuves définitives que les deux jets opposés d'une même radiosource ne rayonnent pas de la même façon. Je pense également qu'il existe des preuves convaincantes qu'un jet peut exister sans rayonner, prédiction logique du concept de jet à deux fluides. Ce concept fournit de plus un cadre remarquablement cohérent à l'ensemble des radiosources et à tous les phénomènes associés.

Pour vous en convaincre, je commencerai par aborder la problématique des dissymétries dans les radiosources (Chap. II) avant de présenter le modèle de rayonnement intrinsèque pour les jets (Chap. III). La preuve la plus forte en faveur de mon modèle vient des jets optiques qui furent l'objet de ma thèse d'Université et qui m'offrent maintenant deux exemples clairs de jets intrinsèquement dissymétriques (Chap. IV). Les dissymétries à petite et grande échelle étant très corrélées, je me devais d'aborder la physique des jets VLBI. C'est ce qui est fait au chapitre V. Malheureusement, le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement reste assez qualitatif. Une tentative de quantification est présentée en chapitre VI, mais autant le dire tout de suite, ce chapitre n'est pas clos. Cela fait partie des nombreux projets que je souhaite conduire dans les années futures. Ce

mémoire marque une étape dans mes recherches puisqu'après avoir rassemblé les preuves suffisantes qu'une dissymétrie intrinsèque de rayonnement existe bel et bien dans les jets, il est important de se tourner maintenant vers une modélisation plus rigoureuse (Chap. VII).

## II. Dissymétrie des radiosources à grande échelle

### 1) Propriétés générales

Les radiosources extragalactiques sont des objets fascinants de l'Univers, de part les énergies mises en jeu, leurs dimensions, la physique sous-jacente, mais aussi de part leur esthétique. Ces gigantesques volutes, voiles, filaments ou jets s'étalent en des formes très variées mais toujours majestueuses. En première approximation, les structures sont relativement symétriques, les lobes étant situés de part et d'autre du cœur de la radiogalaxie. Parmi les sources courbées les plus symétriques, les formes peuvent s'expliquer par une rotation plus ou moins brusque du cœur, donc de la direction du jet (symétrie en "S"), ou par une "oscillation" du cœur autour d'une certaine position (en pratique autour d'un centre de gravité commun avec un compagnon), ou encore par le mouvement du cœur à travers le milieu intergalactique (symétrie en "C"). Dans les cas plus tordus, le milieu ambiant (interstellaire et intergalactique) semble jouer un rôle prépondérant et les conséquences visuelles sont amplifiées par effet de projection. D'une manière générale, les dissymétries structurelles des lobes et des jets de part et d'autre du cœur d'une radiogalaxie ne posent pas de problème particulier. Elles sont tout de même révélatrices d'environnements très souvent dissymétriques.

Par contre, la dissymétrie de brillance des jets est beaucoup moins simple qu'il n'y paraît. Il faut savoir qu'environ un tiers des radiosources présentent deux jets opposés (sources bilatérales), un tiers ne montre qu'un seul jet (sources unilatérales) alors que dans le tiers restant aucun jet n'est visible (sources sans jet). Pour ces dernières, on pourrait penser que le jet n'existe pas, c'est-à-dire que la machine centrale a stoppé l'éjection d'énergie collimatée. Ceci suppose toutefois que la durée de vie du rayonnement synchrotron (plus précisément la durée pendant laquelle un électron a encore assez d'énergie pour rayonner à une longueur d'onde donnée) dans le lobe soit bien supérieure au temps de propagation du plasma le long du jet (de  $3 \cdot 10^3$  à  $10^9$  années selon la taille des sources et la vitesse adoptée pour le jet). Cette interprétation peut donc tout-à-fait être remise en cause puisqu'un électron du lobe ne peut rayonner que pendant environ  $10^5$  ans. De même, on pourrait penser que le cœur des sources unilatérales n'émet un jet que d'un seul côté. Comme deux lobes sont visibles, une alternance du côté d'éjection s'impose (modèle connu sous le nom de *flip-flop*). Outre les problèmes conceptuels et théoriques que pose cette interprétation, nous savons maintenant que dans un certain nombre de cas, le jet est présent mais ne rayonne pas ou faiblement. C'est le cas de M87 (Fig. A1) où nous avons découvert (Sparks et al. 1992, Annexe A) la contrepartie optique du point brillant du lobe situé du côté du contrejet (invisible), preuve que le jet alimentait le lobe il y a encore un siècle environ (durée de vie du rayonnement synchrotron en optique). A moins d'un hasard malheureux, il est plus vraisemblable d'admettre que le contrejet est bien là ... mais on ne le voit pas. Je vais donc continuer dans cette ligne en admettant qu'à partir du moment où un lobe est présent, le jet sous-jacent est physiquement présent. Ne reste plus qu'à (!) expliquer la



dissymétrie en visibilité dans une même radiosource, ce qui permettra d'expliquer les trois types de sources (unilatérales, bilatérales et sans jet). Trois interprétations sont possibles, et elles correspondent me semble-t-il à une hiérarchie dans la complexité des processus physiques impliqués. Il est bien entendu que les trois phénomènes peuvent intervenir simultanément, mais nous allons les envisager séparément ici.

## *2) Aberration relativiste*

Si on ne s'occupe pas de l'origine du rayonnement d'un jet extragalactique, l'idée intuitive qui vient à l'esprit est que le jet perd de l'énergie en rayonnant, et donc il n'y a pas vraiment de raison que les deux jets opposés ne rayonnent pas de la même manière ... intrinsèquement. Il suffit alors d'imaginer que les jets sont relativistes, et s'ils ont la bonne idée de pointer vers nous, alors l'amplification Doppler favorisera un jet aux dépens de son opposé. Les sources bilatérales sont alors grosso modo dans le plan du ciel, les sources unilatérales pointent vaguement vers nous. Quant aux sources sans jet, disons que les jets rayonnent trop faiblement pour être vus (mais pourquoi?). Non seulement cette interprétation est simple, mais elle présente énormément d'avantages. Premièrement, la différence de brillance entre deux jets opposés nous donnent une contrainte à la fois sur la vitesse et sur l'angle du jet par rapport à la ligne de visée, le tout par une formule (Doppler) mathématiquement élémentaire. Deuxièmement, elle s'insère bien dans l'ensemble des phénomènes relativistes observés dans les noyaux actifs de galaxies et permet une classification rudimentaire des différentes radiosources en fonction de l'orientation (par ex. Barthel 1989).

Malheureusement, cela ne colle pas très bien avec les observations quand on regarde plus en détail. J'y reviendrai dans les justifications observationnelles du modèle que j'ai développé (Chap. III). Mais (i) c'est sûrement faux dans au moins deux cas, M87 et 3C66B; (ii) il est généralement admis que les vitesses à grandes échelles ne sont que modérément relativistes, pour les sources bilatérales tout au moins (radiosources du type FRI); (iii) c'est en contradiction avec les corrélations trouvées entre la visibilité d'un jet et les propriétés de rayonnement des lobes, que les sources soient unilatérales ou non. Et je ne parle pas des arguments théoriques que je développerai plus loin (§III.3). Il est donc évident que l'aberration relativiste ne peut expliquer les dissymétries et l'unilatéralité à elle toute seule. Du reste, de quelle vitesse s'agit-il? De celle du jet lui-même? De celle des électrons relativistes dans leur ensemble? Cette interprétation ne répond bien sûr pas à ce genre de question parce qu'elle ignore la physique du jet, notamment la physique du rayonnement. Essayons donc de regarder un peu plus loin.

## *3) Dissymétrie intrinsèque de rayonnement*

L'alternative au modèle précédent est que les deux jets opposés rayonnent chacun à leur manière, parce qu'ils évoluent différemment et/ou rencontrent des conditions différentes au cours de leur propagation (milieu interstellaire dissymétrique dans la galaxie). C'est le sujet principal de ce mémoire.

Les observations montrent clairement une interaction entre le jet et le milieu interstellaire (par ex. Jackson et al. 1994; Carilli, Perley & Harris 1994), mais elles révèlent uniquement

les conséquences de cette interaction sur le milieu interstellaire. Cependant nous savons que l'environnement des radiosources est dissymétrique, ainsi que certaines composantes du milieu interstellaire (gaz ionisé et poussière, voir références dans Gopal-Krishna et Wiita 1996). Les conséquences de cette interaction sur le rayonnement des jets étaient jusqu'à présent hors de portée des observations, mais l'étude théorique de l'accélération des particules à l'intérieur des jets conduit nécessairement à prendre en compte les conditions locales comme je le préciserai plus loin, et pousse donc vers un rayonnement dissymétrique. Nous avons un certain nombre de preuves observationnelles maintenant (cf Chap. III) mais nous ne pouvons encore pas directement imputer le milieu interstellaire et éliminer la troisième explication possible pour les dissymétries.

#### *4) Dissymétrie initiale des jets*

Les deux interprétations précédentes supposent que les jets ont les mêmes propriétés initiales d'énergie, de champ magnétique, de densité, de pression interne et de structure. Qu'en est-il vraiment? Nous n'en savons rien d'un point de vue observationnel. Cependant, depuis seulement quelques années, des théoriciens audacieux tentent d'éjecter des jets opposés aux énergies initiales différentes (Wang et al. 1992; Chagelishvili et al. 1996). Cela semble tout-à-fait possible avec une structure du champ magnétique bien adaptée mais néanmoins réaliste. Il est donc démontré qu'un disque d'accrétion peut éjecter deux jets opposés aux propriétés légèrement différentes. Les conséquences sur le rayonnement sont inévitables mais restent à être quantifiées notamment à quelques kpc du noyau. Dans M87 par exemple, le rayonnement du jet VLBI est déjà intrinsèquement dissymétrique à l'échelle du parsec (Reid et al. 1989). Plus généralement, il existe une corrélation très forte entre la direction du jet VLBI (presque toujours unilatéral) et le jet le plus brillant à grande échelle. Ces deux points trouveraient là une explication simple.

Je ne développerai cependant pas cette possibilité dans ce mémoire puisqu'avant d'espérer le montrer observationnellement, il faut avoir pris en compte les effets d'environnement.

### III. Interaction jet/milieu interstellaire

#### 1) *Le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement*

Bien que ce modèle ait été le fruit d'une synthèse de résultats observationnels et théoriques, nous allons tout de suite en expliciter son principe de base, et je présenterai ensuite les arguments en sa faveur. L'ensemble est présenté plus en détail dans l'Annexe B (Fraix-Burnet 1992).

Intuitivement, on s'attend à ce qu'un jet rayonne d'autant plus que son interaction avec le milieu interstellaire est forte. Ceci n'est vrai que si le rayonnement est thermique ou provenant de raies excitées par cette interaction. Pour du rayonnement synchrotron, ceci est beaucoup moins évident, et même faux dans certaines conditions physiques. En admettant pour le moment (voir §III.3) que les particules responsables du rayonnement synchrotron sont accélérées par des turbulences MHD générées par l'interaction du jet avec le milieu interstellaire, le principe de base du modèle est qu'*un jet rayonne d'autant plus qu'il interagit moins avec le milieu interstellaire*.

Les conséquences d'un tel postulat dans les sources unilatérales sont:

- 1) le jet invisible perd plus d'énergie cinétique dans l'interaction avec le milieu interstellaire, injectant moins d'énergie dans les lobes;
- 2) une différence dans les spectres synchrotron des deux lobes doit donc exister;
- 3) le milieu interstellaire est dissymétrique dans un rapport de densité de 2 à 4 environ;

et d'une manière plus générale:

- 4) le rayonnement des jets provient plutôt des bords du jet surtout pour les longueurs d'onde les plus courtes.
- 5) la visibilité d'un jet ne doit pas dépendre de la radiosource parente (bilatérale, unilatérale ou sans jet).

L'idée de base est très simple, même si elle est contraire à l'intuition première, mais c'est la seule façon de rendre cohérent l'ensemble des observations et des modèles théoriques d'accélération des particules. Elle constitue de plus un nouveau point de vue sur les radiosources que j'essaie de mener le plus loin possible (voir Chap. VII). Bien qu'une première tentative de quantification ait été faite dans l'Annexe B, ce modèle reste pour le moment essentiellement qualitatif parce qu'il implique des calculs de MHD non-linéaire plutôt complexes (Chap. VI).

#### 2) *Les indices observationnels*

Tout d'abord, même les jets très symétriques en apparence ne le sont pas dans le détail, les surbrillances (nodosités) n'étant pas aux mêmes endroits. Deux observations clés sont à la base du modèle: l'émission synchrotron semble provenir du bord des jets, et il existe une triple corrélation entre la visibilité d'un jet, le taux de dépolarisation et l'indice spectral du lobe correspondant.

La première caractéristique, révélée dans seulement quelques cas où la sensibilité et la résolution spatiale instrumentales le permettent, montre que les particules sont accélérées et/ou le champ magnétique est amplifié sur les régions périphériques du jet. La zone d'interaction entre le jet et le milieu interstellaire est donc impliquée dans les processus de rayonnement. Notons également que les électrons relativistes et/ou le champ magnétique doivent se trouver confinés. En effet, un électron peut rayonner en synchrotron à la même fréquence radio dans un champ magnétique homogène pendant environ  $10^5 - 10^6$  ans. Cela représente au minimum 30 kpc, distance beaucoup plus grande que la largeur des structures observées, et même plus grande que le diamètre de la plupart des jets!

Par ailleurs il existe une corrélation assez forte entre le taux de dépolarisation d'un lobe et la visibilité du jet correspondant. Cette propriété, connue sous le nom "d'effet Laing-Garrington" (Laing 1988, Garrington et al. 1988), montre que le lobe qui se trouve du côté du jet invisible est le plus dépolarisé. Pour les partisans de l'aberration relativiste, ce lobe se trouve plus loin de nous et donc son rayonnement traverse plus de milieu dépolarisant. Mais je prétend que l'effet est intrinsèque et que la visibilité du jet influe sur les propriétés du rayonnement synchrotron des lobes (voir aussi par exemple Parma et al. 1993). En réalité, l'effet Laing-Garrington est un résultat partiel faisant partie d'une triple corrélation entre la visibilité du jet, le taux de dépolarisation et l'indice spectral du rayonnement du lobe correspondant (Fig. B1). L'indice spectral du lobe est une propriété intrinsèque non soumise à l'effet Doppler (c'est un invariant relativiste et de plus les mouvements dans les lobes sont sans aucun doute largement sub-relativistes). Le taux de dépolarisation et l'indice spectral sont clairement corrélés, de même que la visibilité du jet impose des domaines de valeurs bien définies pour ces paramètres (pointillés sur la figure B1). Cette triple corrélation implique donc que la visibilité du jet et le taux de dépolarisation sont des propriétés intrinsèques ne dépendant pas de l'orientation de la radiosource ou d'effets d'aberration. La figure met aussi en évidence le fait que les propriétés d'un lobe dont le jet correspondant est invisible, ne dépendent absolument pas du type de radiosources (source avec un seul ou aucun jet visible). Il faudrait compléter la figure B1 avec des données pour les radiosources bilatérales, mais il semble que les propriétés d'un lobe dépendent simplement du fait que le jet correspondant est visible ou non.

Outre cet argument d'ordre statistique, il existe au moins deux objets pour lesquels nous savons que les propriétés de rayonnement sont intrinsèquement dissymétriques. Je détaillerai le cas de 3C66B dans le §IV.3 parce qu'il constitue la première preuve directe, grâce à la connaissance du spectre complet des deux jets.

La radiogalaxie M87, bien connue parce qu'étant l'une des plus proches de nous (15 Mpc), est une sorte de cas d'école. La sensibilité et la résolution des télescopes permettent une étude très poussée de cette source unilatérale. Le verdict est ici sans appel: les deux jets ont bien des propriétés de rayonnement différentes, le contrejet invisible étant intrinsèquement plus faible. Le rapport d'intensité entre les deux jets est tel que, dans l'interprétation relativiste, le jet devrait pointer à moins de  $5^\circ$  de nous avec une vitesse hautement relativiste, en complète contradiction avec la structure de la source, ainsi qu'avec les mouvements apparents faiblement relativistes observés même à grande échelle (Reid et al. 1989). De plus, les cartes de polarisation très détaillées montrent que le taux de dépolarisation dans le jet (en apparence superposé au lobe) est beaucoup plus faible que dans les lobes et

n'évolue pratiquement pas en s'éloignant de la source. C'est donc tout-à-fait contraire à l'interprétation en terme d'orientation de l'effet Laing-Garrington. qui prévoit une diminution régulière du taux de dépolarisation.

Du côté du milieu interstellaire, des corrélations entre la visibilité du jet et l'intensité des filaments ionisés ont été mises en évidence dans les sources unilatérales. Il y a donc bien dissymétrie du milieu interstellaire, en relation avec la visibilité du jet, même si le lien entre les deux n'est pas très évident dans ce cas. Je pense plutôt que les filaments ionisés sont des traceurs de la composante du milieu interstellaire influençant le plus directement le rayonnement synchrotron des jets.

D'après des arguments théoriques et des résultats de simulations numériques, un rapport de densité de 2 à 4 environ de part et d'autre du centre de la galaxie suffirait et se trouve parfaitement en accord avec des observations de dépolarisation dans les radiosources et les observations dans le domaine X. J'attends avec impatience des cartes X suffisamment sensibles et de résolution de l'ordre de la seconde d'arc pour faire des corrélations entre le gaz chaud et la visibilité des jets. Les premières cartes ROSAT que j'ai pu voir rapidement semblent très prometteuses (par ex. Böhringer et al. 1995), mais une étude plus approfondie reste à faire. De même, ce genre de travail devra être fait dans le futur avec des cartes en infrarouge lointain pour la composante froide du milieu interstellaire.

Pour l'instant, nous pouvons conclure que des effets intrinsèques sont bien présents dans le rayonnement des jets extragalactiques. Les différentes corrélations statistiques m'incitent à penser qu'ils dominent les effets relativistes.

### *3) Les indices théoriques*

Lorsqu'on analyse les mécanismes d'accélération des particules, il apparaît assez clairement que les propriétés des turbulences magnétiques, responsables de cette accélération, doivent dépendre des propriétés respectives du jet et du milieu interstellaire. Cette idée avait été suggérée par quelques théoriciens dans les années 80 (voir références en Annexe B). Dans mon modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement, je suis allé plus loin en essayant d'analyser les conséquences sur les radiosources en général et d'en tirer des moyens observationnels de contraindre les processus d'accélération des particules.

Deux mécanismes d'accélération des particules semblent pouvoir être suffisamment efficaces dans les conditions physiques des jets. Ce sont les processus de Fermi premier et deuxième ordre, impliquant la diffusion des électrons sur des ondes d'Alfvén, avec ou sans onde de choc respectivement. Le premier est bien plus efficace en terme de gain en énergie, mais malheureusement les observations récentes ne montrent pas de chocs forts tels qu'on les aimerait. Peu importe, nous avons besoin de turbulences magnétiques, qui ne peuvent provenir que des instabilités Kelvin-Helmoltz dans l'interaction du jet avec le milieu interstellaire. C'est la seule source d'énergie pour les ondes d'Alfvén. Outre la fraction de l'énergie cinétique du jet injectée dans les turbulences MHD (qui détermine le taux de turbulence du champ magnétique), ce sont les plus petites échelles qui accélèrent les particules responsables du rayonnement.

Le spectre des turbulences est déterminé par l'interaction du jet avec le milieu interstellaire et plus exactement par l'épaisseur de la couche limite. Celle-ci dépend essentiellement du rapport de densité entre les deux milieux et du nombre de Mach du jet (par ex. Bodo et

al. 1995). Grossièrement, en régime linéaire, l'échelle la plus instable a approximativement la taille du rayon du jet alors que la plus petite échelle instable a la taille de la couche limite. Cette couche limite est d'autant plus large que l'interaction entre le jet et le milieu interstellaire est importante. Les particules étant accélérées par les petites échelles de turbulence, il résulte que si la couche limite est trop large, l'accélération deviendra inefficace, donc le rayonnement synchrotron faible voire inexistant. Dans ce cas, le jet perdra plus d'énergie cinétique au profit du milieu interstellaire (brassage, chauffage, entraînement).

#### *4) Quelques problèmes avec le modèle*

Le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement permet de rendre compte de l'ensemble des phénomènes observés jusqu'à présent dans les radiosources d'une manière homogène quelle que soit l'échelle considérée. Cependant, quelques questions restent en suspens.

La première difficulté est d'expliquer pourquoi dans les sources unilatérales, le jet visible reste visible sur toute la longueur de la radiosource, de même que le jet invisible reste invisible. La dissymétrie dans le milieu interstellaire se maintient-elle sur ces échelles de distance? Les propriétés de la couche limite restent-elles constantes par effet d'entraînement (Bodo et al. 1995; Hardee & Clarke 1995)?

Deuxième difficulté: il existe une corrélation très forte dans les sources unilatérales entre le jet VLBI et le jet à grande échelle, les deux étant quasi-systématiquement du même côté de la radiosource. C'est le cas par exemple de M87 (Reid et al. 1989) et de NGC6251 (Jones 1986) pour lesquels nous savons que la dissymétrie de rayonnement est intrinsèque à toutes les échelles. Le cas des *compact steep-spectrum sources* (CSS) est intéressant dans ce contexte parce que ce sont de petites radiosources qui montrent des dissymétries intrinsèques (Saikia et al. 1995). La dissymétrie du milieu interstellaire se retrouve-t-elle à des échelles inférieures au parsec? Comment influence-t-il alors le rayonnement du jet VLBI dans lequel les processus d'accélération des particules pourraient être bien différents (cf Chap. V)?

Je n'ai pas encore de réponse à ces deux questions fondamentales. Parmi les développements en cours ou envisagés, une quantification du modèle s'impose avec si possible une modélisation simple (analytique). Cela précisera la structure et le comportement de la couche limite, mais également les caractéristiques du milieu interstellaire (hétérogénéités, composante chaude ou froide). Ce dernier point est particulièrement important par rapport aux observations. Pour l'échelle VLBI, j'ai entamé une étude de la physique du rayonnement à cette échelle (Chap. V) afin d'établir un lien éventuel avec la grande échelle. Cependant, on peut remarquer que les deux points difficiles du modèle peuvent se résumer en un seul, à savoir la dissymétrie maintenue sur toutes les échelles, du pc au Mpc. Ceci pourrait trouver une explication simple avec une dissymétrie initiale dans les propriétés des jets, par exemple dans l'intensité et/ou la structure du champ magnétique advecté dans le jet.

## IV. Les jets optiques

### 1) *Introduction*

Les jets optiques ne pouvaient ne pas faire l'objet d'un chapitre dans ce mémoire. J'y suis sentimentalement attaché puisqu'ils ont constitué le sujet de ma thèse d'Université. Même si j'ai évolué depuis vers les longueurs d'onde radio des jets VLBI jusqu'aux lobes en passant par l'interaction du jet avec le milieu interstellaire, les jets optiques continuent d'apporter des contraintes très fortes à la physique des particules relativistes rayonnant en synchrotron. Le Hubble Space Telescope a fait tout ce qu'il était envisageable de faire sur les jets dans le domaine optique. Avec une certaine déception, il n'a trouvé que quelques jets supplémentaires, portant à 7 ou 8 le nombre total de jets synchrotron optiques connus (Macchetto 1996). Cependant, la structure détaillée des 3 jets principaux (M87, 3C273 et 3C66B) a révélé des filamentations inattendues, mettant en difficulté les processus d'accélération des particules par un choc fort tout simplement parce qu'on ne voit rien qui ressemblerait à un choc! On trouvera une illustration de ces résultats en Annexe D dans un article consacré à la déconvolution d'images du HST avant correction de son aberration sphérique. La correspondance entre les structures optique et radio ainsi que leurs faibles largeurs impliquent que les filaments sont certainement d'origine magnétique, traduisant par exemple des instabilités MHD en 3D (Villata & Ferrari 1994, 1995), des zones de reconnection ou encore des instabilités synchrotron (Bodo et al. 1990, 1992). Outre l'avantage que présentent les électrons rayonnant en optique d'avoir un temps de vie d'une centaine d'années seulement, il est un deuxième intérêt que seuls les jets optiques apportent pour le moment: ce sont les seuls jets pour lesquels le spectre synchrotron complet est connu, incluant notamment la fréquence de coupure qui traduit l'énergie maximum dans la distribution énergétique des électrons relativistes. La recherche de la forme du spectre est illustrée dans le §2 ci-dessous avec la cartographie dans le domaine millimétrique du jet de M87. Le spectre complet du jet de 3C66B est utilisé pour tester le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement (§3).

### 2) *Le jet de M87: un jet typique?*

Le spectre des jets extragalactiques est connu pour être du rayonnement synchrotron pur, en loi de puissance des longueurs d'onde radio aux longueurs d'onde optique quand le jet est visible en optique. C'est le cas de M87. Mais ceci est vrai à une interpolation près puisqu'il manque la photométrie entre le domaine centimétrique et l'infrarouge. Avec E. Davoust et V. Despringre, nous avons donc proposé d'observer le jet de M87 à 3 mm de longueur d'onde avec l'interféromètre du Plateau-de-Bure de l'IRAM, pour combler partiellement ce trou. Des données à trois et quatre antennes ont été obtenues et sont présentées en Annexe C. La résolution étant de l'ordre de  $2''$ , il est possible de compléter le spectre des quatre nodosités principales du jet. Cette résolution correspond à la résolution moyenne des observations dans tous les domaines de longueurs d'onde. On obtient finalement que

les valeurs à 3 mm semblent être légèrement inférieures à l'interpolation entre la radio et l'optique. Si ce résultat est confirmé, par exemple par des observations à 1.3 mm, l'idée d'un spectre synchrotron unique de la radio à l'optique serait remise en cause.

Par ailleurs une structure étendue est très bien visible autour du noyau de M87 (Fig. C2 et C5). Après une recherche approfondie de toutes les erreurs instrumentales possibles, il nous a fallu conclure que (i) soit il s'agit d'un artefact de cause inconnue, (ii) soit cette structure est réelle. Le réseau BIMA aux Etats-Unis a observé M87 à la même longueur d'onde début 1996 (R. Forster, communication privée). Rien n'est visible sur cette carte mais l'autocalibration (que nous n'avons pas pu effectuer à cause du nombre insuffisant d'antennes) a peut-être effacé cette structure. A mon avis, l'affaire n'est pas totalement close.

### *3) 3C66B: une source unique*

Tous les jets optiques connus sont unilatéraux, leur contrepartie radio étant elle aussi unilatérale. Il existe une seule exception: 3C66B. Pourquoi cela est-il une chance? Parce que la comparaison des fréquences de coupure dans deux jets opposés est le seul moyen de savoir si les rayonnements des deux jets sont intrinsèquement différents. La fréquence de coupure est en effet, dans un spectre synchrotron, la caractéristique la plus sensible à la microphysique. Dans le cas de M87, on a une limite supérieure à l'intensité du contrejet invisible telle qu'on peut déjà affirmer qu'il rayonne plus faiblement que le jet visible. Mais dans le cas de 3C66B, on peut faire plus puisqu'on peut corriger d'un éventuel effet Doppler en considérant le rapport d'intensité dans le domaine radio. On obtient ainsi le spectre synchrotron qu'on devrait observer pour le contrejet de la radio jusqu'à l'optique. Il s'agit donc là d'un moyen unique pour tester l'influence de l'effet Doppler. Après 15 heures de pose effective au CFHT (Annexe F), je trouve que le contrejet n'a pas l'intensité optique attendue par l'aberration relativiste. Soit les quelques nodosités optiques visibles (Fig. F2 et F3) appartiennent bien au contrejet auquel cas ils sont beaucoup plus brillants. Soit ces nodosités n'ont rien à voir avec la radiosource auquel cas le contrejet, non détecté, serait plus faible qu'attendu en optique. Dans tous les cas, la radiosource 3C66B présente deux jets opposés qui n'ont pas le même spectre synchrotron au niveau de la fréquence de coupure. Ceci est la preuve la plus forte et la plus directe en faveur du modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement présenté au chapitre III.



## V. Les jets VLBI

### 1) Introduction

La raison essentielle pour laquelle j'ai été amené à m'intéresser aux jets VLBI est de comprendre pourquoi ces jets (presque toujours unilatéraux) pointent vers le jet le plus brillant à grande échelle. L'explication est élémentaire si on en croit l'aberration relativiste, mais comme nous avons vu précédemment, cette explication n'est pas applicable à M87 entre autres et n'est pas compatible avec le fait que les dissymétries de brillance à grande échelle soient intrinsèques (Chap. III). Là encore, il faut comprendre ce qui rayonne dans les jets VLBI. Autant dans les jets à grande échelle, des mécanismes de réaccélération des particules sont nécessaires, autant à l'échelle du parsec il semble plus probable que des bouffées de particules relativistes soient directement éjectées du cœur du noyau actif et se propagent sous la forme des nodosités observées. Ces nodosités VLBI sont célèbres pour présenter souvent des mouvements superluminiques et sont parfois interprétées comme étant des ondes de chocs relativistes (voir par exemple Gómez et al. 1995 et références en Annexe E). Cependant la stabilité d'une telle configuration (jet parcouru par des chocs répétés) n'est pas démontrée. Je préfère me placer dans le contexte de jet à deux fluides dont j'ai déjà parlé. Ici, des paquets de paires électrons-positrons, créés au centre du jet MHD à environ  $10^{-3}$  pc du trou noir lors de processus à l'origine des rayonnements  $\gamma$  dans les AGN, se propagent le long du jet MHD sur des distances pouvant atteindre le kpc. La stabilité de cette configuration faisceau-plasma a été initialement démontrée par Sol et al. 1989 (voir autres références en Annexe E). Je présente ci-dessous (§V.3) les premiers résultats d'un travail dont l'objectif est de synthétiser des cartes VLBI à partir de cette idée.

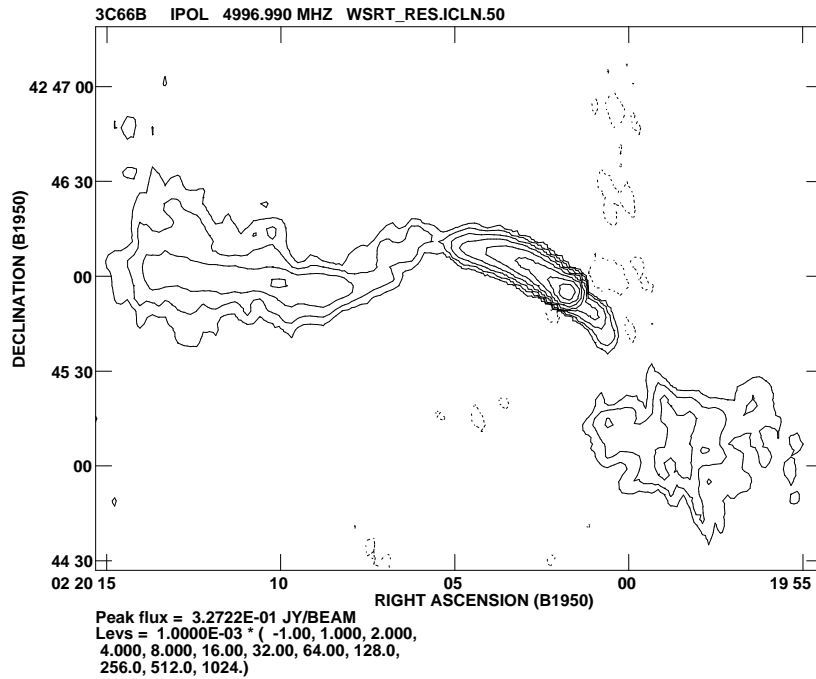
Il apparaît de plus en plus évident que la structure fine des jets est très compliquée. Seules des techniques de très haute résolution angulaire permettront d'analyser plus finement la structure tridimensionnelle des jets, la localisation du rayonnement synchrotron que nous détectons, et la structure et le rôle exact du champ magnétique. De plus, ce qui se passe tout près du disque d'accrétion est fondamental pour comprendre la façon dont les jets sont formés. Ce sont aussi des raisons pour lesquelles j'ai souhaité apprendre les techniques d'observations en VLBI (§V.2).

Toute cette partie concernant la VLBI a constitué le sujet de thèse de Vincent Despringre (1996).

### 2) Le jet de 3C66B du parsec au kiloparsec

Les données VLBI sont des données difficiles à obtenir dont le traitement requiert beaucoup de soin, de prudence et un minimum d'expérience pour ne pas faire apparaître trop d'artéfacts. De plus, la structure des jets VLBI étant complexe et changeante (nodosités plus ou moins bien définies se déplaçant sur des trajectoires non rectilignes avec des vitesses

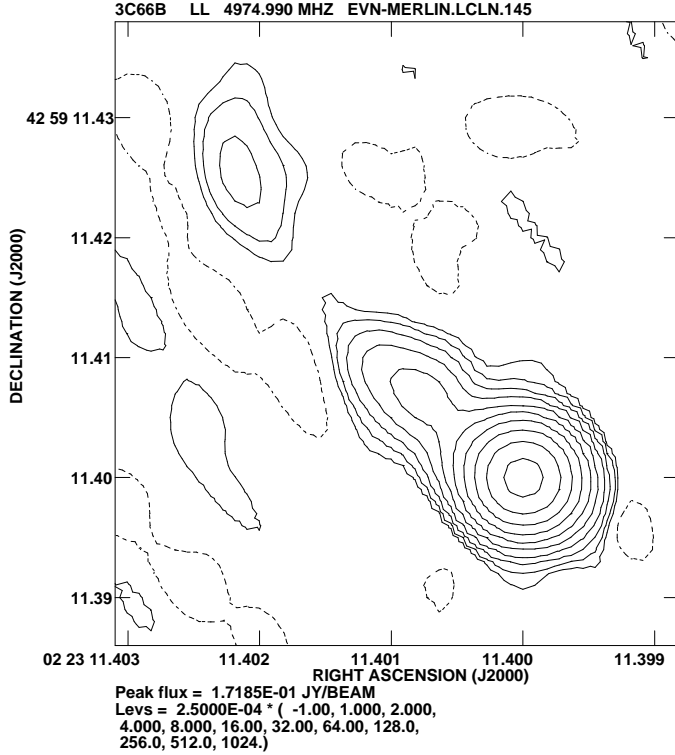
non constantes, i.e. Qian et al. 1996; Zensus 1995), je suis persuadé que les stratégies observationnelles et les résultats qui en sont déduits dépendent sensiblement de l'idée qu'on se fait d'un jet. Si on imagine des ondes de chocs provenant du centre de l'AGN, alors on va chercher des structures bien individualisées se déplaçant vers l'extérieur! En y regardant de près, on s'aperçoit que l'identification des nodosités d'une époque à l'autre est soumise à un certain arbitraire. Si on autorise des mouvements de phase (du style effet ciseau décrit dans Fraix-Burnet, 1990) ou des déplacements vers le centre, alors la situation devient un peu plus complexe. De tels mouvements de phase semblent avoir été clairement identifiés (P. Wilkinson, communication privée) lors d'une analyse très fine à très haute résolution. Quoi qu'il en soit, les observations devraient être rapprochées de quelques mois seulement, et non pas d'une année comme dans la plupart des cas, et systématiquement à plusieurs fréquences quasi-simultanées pour tenter de déjouer les effets d'opacité sur la position apparente d'une nodosité.



**Figure 1:** Carte de 3C66B à 5 secondes d'arc de résolution avec l'interféromètre de Westerbork.

Notre première expérience en VLBI a consisté en l'utilisation simultanée de 3 réseaux complémentaires sur une source jamais cartographiée à ces échelles, 3C66B. En collaboration avec Alain Baudry et Vincent Despringre, nous avons observé à 6 cm de longueur d'onde, avec 9 antennes du réseau européen de VLBI (EVN), en même temps que les interféromètres MERLIN en Angleterre et Westerbork au Pays-Bas (Despringre 1996; Despringre, Fraix-Burnet & Baudry, en préparation). Nous obtenons donc la cartographie de cette radiosource aux échelles allant de 0.4 pc à 1 kpc environ (Fig. 1 et Fig. 2). En principe, nous aurions pu examiner la partie intermédiaire entre le jet VLBI et le jet à grande échelle, zone de transition entre deux régions dont je pense que les mécanismes de rayonnement synchrotron sont différents. Malheureusement, si nous détectons bien le jet VLBI (du côté du jet le plus brillant à l'échelle du kpc), nous ne voyons rien entre environ

10 et 400 pc du centre de la galaxie. Ce résultat est clairement limité par la sensibilité insuffisante du réseau MERLIN.

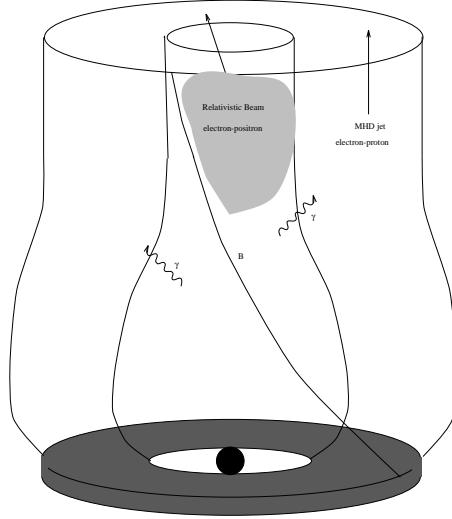


**Figure 2:** Carte de 3C66B à 5 mas de résolution avec les réseaux EVN et MERLIN combinés.

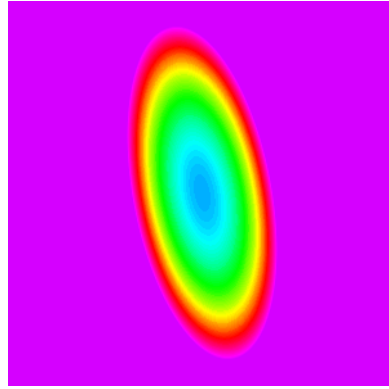
A cause de problèmes techniques sur certaines antennes, nous avons perdu les grandes lignes de base initialement prévues pour ces observations, de sorte que nous ne distinguons que deux nodosités un peu allongées dans le jet VLBI, mais aucune structure transversale au jet (Fig. 2). Néanmoins, l'information est tout de même déjà intéressante avec l'allongement des nodosités et la légère oscillation de leur trajectoire par rapport à la direction du jet à grande échelle. Ce résultat va justifier une étude plus approfondie de 3C66B avec des observations multi-fréquences quasi-simultanées, en polarisation, à plusieurs époques assez rapprochées, si possible sur quelques années, afin d'analyser les changements fins de structures. Ce genre d'information est indispensable pour déterminer la nature des nodosités dans les jets VLBI.

### 3) Modélisation des jets VLBI

Comme déjà dit au §V.1, les nodosités VLBI, comme celles de 3C66B présentées au paragraphe précédent, seraient dans notre modèle des paquets d'électrons-positrons relativistes venant d'une région très proche du trou noir central (Fig. 3). Tous les ingrédients théoriques existent à ce niveau, de sorte que grâce aux observations allant de l'optique jusqu'aux rayons  $\gamma$  de AGN, il est possible de contraindre les différentes propriétés de ces



**Figure 3:** Schéma d'une future nodosité VLBI.



**Figure 4:** Nuage modélisé avec un champ magnétique turbulent.

particules à environ  $10^{-3}$  pc du trou noir. Que va-t-on alors observer à l'échelle VLBI, c'est-à-dire à un parsec environ?

Vincent Despringre et moi-même avons terminé la première partie (Despringre & Fraix-Burnet, 1997, Annexe E) de ce travail en produisant des cartes synthétiques de jets VLBI, constitués de paquets d'électrons-positrons relativistes, dont les propriétés sont basées sur les contraintes hautes énergies mais aussi sur l'intensité synchrotron produite qui doit correspondre aux observations typiques de jets VLBI. La vitesse d'ensemble de ces paquets est relativiste et la trajectoire est hélicoïdale comme les observations semblent l'indiquer. Le champ magnétique est ici homogène et parallèle à la trajectoire. L'idée était de montrer qu'avec ce modèle à deux fluides on pouvait reproduire tout-à-fait les observations VLBI. Le résultat est plutôt probant, d'autant plus que le jet MHD et la trajectoire hélicoïdale sont supposés immobiles par rapport à l'observateur! Cela peut paraître ridicule, mais

notre travail montre bien que la cinématique du jet MHD importe finalement peu. La polarisation fournit une contrainte importante sur la structure réelle du champ magnétique ainsi que sur son niveau de turbulence. La deuxième partie de ce travail a été effectuée par Vincent Vigon (stagiaire INSA Rouen) et moi-même afin d'introduire dans la simulation un champ aléatoire à l'intérieur du nuage. Nous avons généré un champ turbulent obéissant à une loi de puissance sur 3 échelles de longueur en ayant en arrière-pensée une distribution du type Kolmogorov ( $B \propto l^{1/3}$ ) ou Kraichnan ( $B \propto l^{1/4}$ ). Je n'ai encore pas eu le temps d'exploiter le code numérique pour montrer ici des cartes synthétiques en polarisation (voir cependant la Fig. 4 pour l'intensité), mais il est évident qu'avec notre champ réaliste physiquement, les deux contraintes essentielles des observations VLBI, à savoir un taux de polarisation très élevé (disons de 15 à 70%!) et une orientation dans les structures souvent perpendiculaire au jet (par ex. Cawthorne et al. 1993), vont être extrêmement fortes. C'est ce genre de contraintes qui discriminera entre notre modèle et le modèle de chocs.

## VI. Turbulences magnétiques

Les mécanismes d'accélération des particules relativistes envisagés jusqu'à présent dans les jets à grande échelle font tous appel aux turbulences magnétiques et plus particulièrement aux ondes d'Alfvén. Ces turbulences MHD ne peuvent être engendrées que par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz due à l'interaction du jet avec le milieu interstellaire. C'est en effet la seule source possible d'énergie pour les turbulences. De plus ce mécanisme explique parfaitement bien pourquoi le rayonnement synchrotron des jets semble provenir essentiellement des bords du jet. La théorie linéaire de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est très bien connue, même en présence d'un champ magnétique. D'après les résolutions numériques du problème linéaire, nous savons que l'échelle de turbulence qui se développe le plus rapidement est de l'ordre du rayon du jet, et que les échelles inférieures à l'échelle du gradient transverse (ou épaisseur de la couche limite) sont stables. Le rapport entre les densités du jet et du milieu interstellaire influe sur l'échelle du gradient transverse, donc sur la plus petite échelle instable (voir références en Annexe B). Cependant l'analyse linéaire ne nous dit rien ni sur l'évolution des instabilités ni sur la fraction d'énergie cinétique du jet qui passe dans les turbulences magnétiques. D'où la nécessité d'aborder le problème non-linéaire.

L'ensemble du processus menant de l'interaction du jet avec le milieu interstellaire au rayonnement synchrotron a été étudié assez quantitativement en admettant qu'un certain pourcentage (entre 1 et 10%) d'énergie cinétique du jet passe dans les turbulences d'Alfvén (voir par exemple Eilek & Henriksen 1984). Mais la valeur de ce paramètre est cruciale dans les mécanismes d'accélération des particules: s'il est trop faible, il faudra alors envisager d'autres mécanismes d'accélération (reconnection ou autres encore). C'est pourquoi je tente depuis quelques années d'estimer quantitativement le taux de turbulences dans les jets à partir des équations MHD en approximation magnétostatique:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho v) = 0 \\ \rho \left[ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right] = \frac{J \wedge B}{c} - \nabla P \\ \nabla \wedge B = \frac{4\pi}{c} J \\ \nabla \wedge E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \cdot B = 0 \\ \nabla \cdot E = 0 \\ \frac{J \wedge B}{c} = en \left[ E + \frac{v \wedge B}{c} \right] \end{array} \right.$$

La dernière équation est l'équation d'Ohm généralisée incluant l'effet Hall qui assure ici la dispersion. Dans un milieu homogène, lorsque la non-linéarité est juste compensée par la dispersion, on obtient l'équation de Schrödinger non-linéaire dérivative (DNLS):

$$\frac{\partial B}{\partial t} + v_A \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{v_A}{4} \frac{\partial}{\partial z} (|B|^2 B) + i \frac{v_A^2}{2\Omega_i} \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} = 0$$

où  $B = B_x \pm iB_y$  et le champ homogène  $B_0$  est selon l'axe des  $z$ .

Cette équation décrit la propagation d'ondes d'Alfvén non-linéaires le long du champ magnétique (Mjølhus 1976; Spangler & Sheerin 1982; Gosh & Papadopoulos 1987; Kennel et al. 1988; Cramer 1991). Elle possède des solutions analytiques sous forme d'ondes solitaires ou de solitons qui sont en réalité des enveloppes de paquets d'ondes. L'intérêt de cette approche est l'existence de solutions analytiques, mais elle n'est valable qu'à une dimension (propagation parallèle dans un milieu homogène).

Dès qu'on passe à deux dimensions (gradient transverse), aucune théorie simple n'existe encore. Des solutions sous forme d'ondes solitaires de surface ont été trouvées mais uniquement dans le cas incompressible inapplicable aux jets extragalactiques (Malik & Singh 1985, 1986) ou pour des échelles de gradient transverses grandes par rapport aux turbulences d'Alfvén. Il s'agit donc d'un domaine très peu exploré au niveau mathématique et différentes approches (variables étirées, théorie lagrangienne) qui me semblaient possibles n'ont rien donné pour le moment. J'essaie actuellement de considérer une perturbation transverse sur un soliton d'Alfvén. Cette approche a fourni des résultats très intéressants sur les ondes de Langmuir (Pelletier et al. 1988), mais sa transposition aux ondes d'Alfvén n'est pas simple, et encore moins dans le cas d'un gradient transverse qui est abrupte par rapport à l'échelle des modes les plus instables.

## VII. Projets et perspectives

### *1) L'état du modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement*

Les théoriciens ont, me semble-t-il, toujours admis aisément que le rayonnement n'avait pas de raison d'être identique dans les deux jets opposés d'une même radiosource. J'ai poussé cette idée jusqu'au bout pour en conclure que ces dissymétries de rayonnement dans les jets sont nécessairement des dissymétries soit dans le milieu interstellaire, soit dans les propriétés d'extraction des jets. Le prouver observationnellement était autrement plus difficile. Je me suis donc attelé à chercher des signes de dissymétrie intrinsèque et je pense avoir aujourd'hui des preuves convaincantes que les radiogalaxies ne sont pas aussi symétriques qu'on aimerait le croire. Cet aspect observationnel de mon travail est donc terminé pour moi, même si les observateurs ne sont pas encore totalement convaincus. Je n'ai pas encore réussi à leur faire admettre que le milieu interstellaire puisse être dissymétrique dans une galaxie. Cependant, l'idée a germé et d'ici peu des observations pourraient mettre tout le monde d'accord.

Il faudrait une cartographie à résolution suffisante (disons 1 seconde d'arc) sur un nombre conséquent de radiosources unilatérales et bilatérales dans les domaines X et infrarouge/sub-mm pour étudier les composantes chaudes et froides du milieu interstellaire. Une compilation des images ROSAT de radiosources serait à faire en regardant explicitement les dissymétries ainsi que les corrélations éventuelles avec la visibilité des jets. Des corrélations entre les dissymétries des radiosources et du gaz ionisé ont déjà été trouvées, mais le lien entre les processus de ionisation du milieu interstellaire et le rayonnement synchrotron des jets n'est pas du tout direct. L'étude des galaxies de Seyfert par le HST (Capetti et al. 1996) révèle de nombreuses régions ionisées le long des jets et une étude fine serait à même de caractériser l'interaction du jet avec le milieu interstellaire.

Des observations radio détaillées de tous les types de sources (bilatérales notamment) sont entreprises et commencent à montrer à mon avis clairement que l'aberration relativiste est bien trop simpliste pour expliquer les dissymétries.

Personnellement, dans le cadre du modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement, j'envisage seulement une éventuelle compilation des données X, ainsi que des observations infrarouge (voir §VII.2). Autant les théoriciens aiment les observations aux résultats clairs et indiscutables, autant les observateurs sont fervents de modèles quantitatifs simples. C'est donc plutôt une étude quantitative du modèle que je souhaite développer (§VII.3).

### *2) L'avenir des observations*

Il y a trois directions que j'aimerais développer ou voir se développer: la cartographie systématique des radiosources en IR/IR lointain/sub-mm/mm, la VLBI centimétrique en multi-fréquences simultanées, multi-périodes rapprochées et en polarisation, enfin la VLBI millimétrique.



Le spectre synchrotron des jets présente une coupure à haute fréquence qui ne nous est accessible pour le moment que dans le cas des jets optiques, c'est-à-dire quelques pourcents seulement des jets radio! Pour tous les autres, cette coupure doit apparaître quelquepart entre le millimétrique et l'infrarouge. Or cette fréquence de coupure correspond à l'énergie maximale des électrons relativistes, et est très sensible au mécanisme d'accélération (Fraix-Burnet & Pelletier 1991). Les observations de jets en sub-millimétriques ne sont encore pas accessibles, mais nous pourrions continuer les observations avec le Plateau-de-Bure (§IV.2) sur quelques radiosources. L'infrarouge lointain devra peut-être attendre FIRST, mais je compte entamer rapidement une série d'observations infrarouge au sol en utilisant l'optique adaptative, en commençant bien entendu par le contrejet de 3C66B. En corollaire de ces observations infrarouge de jets, se trouve l'étude de la composante froide du milieu interstellaire (voir §VII.1) dans les radiosources.

De nombreux jets VLBI (plus d'une centaine) sont maintenant cartographiés la plupart du temps à plusieurs époques. La modélisation des jets VLBI m'a amené à définir la seule stratégie observationnelle apportant véritablement une information sur la physique des structures observées. Cela consiste en des observations à 3 fréquences afin d'analyser les effets d'opacité. Ces fréquences devront être quasi-simultanées et répétées très régulièrement parce que les structures complexes se déplacent parfois rapidement à l'échelle de quelques mois seulement. L'instrumentation actuelle (EVN, VLBA) rend possible des observations 2 ou 3 fois par an qui faciliterait grandement l'identification des composantes d'une observation à l'autre. Il faudrait faire ce genre d'observations rapprochées sur au moins quelques sources pendant quelques années. Je vais proposer prochainement de le faire sur 3C66B. La polarisation devra être incluse, même si la calibration n'est pas simple, parce que c'est sans aucun doute un paramètre très contraignant pour les modèles et qui je pense peut être déterminant pour discriminer entre les modèles de chocs et le modèle de nuages que je propose.

Les astronomes veulent toujours plus de résolution. Mais dans le cas des AGN, il faut avouer que l'apport de l'interférométrie à des longueurs d'onde de plus en plus courtes est alléchant: les observations VLBI dans les longueurs d'onde millimétriques atteindront une résolution de l'ordre de  $10^{-2}$  pc dans les objets proches. Non seulement elles nous dévoileront les structures fines des jets VLBI (nature des nodosités, trajectoires, orientation du champ magnétique, etc...), mais surtout elles nous révéleront des images des jets à des distances très faibles du disque d'accrétion, dans des régions où les nodosités VLBI pourraient se former à partir des processus d'émission de rayonnement  $\gamma$  et où la collimation du jet est susceptible de prendre son allure définitive. Il ne faut pas oublier en effet qu'aux distances du parsec typiquement résolues en VLBI, le jet, relativement cylindrique, fait plusieurs dixièmes de parsec de rayon, soit grosso modo 1000 fois plus que le rayon du disque d'accrétion à partir duquel il est extrait. Il doit donc exister une région d'expansion forte du rayon du jet avant la collimation quasi-cylindrique observée. La VLBI millimétrique en est à ses débuts mais des programmes d'observation sont maintenant fréquemment effectués et j'envisage quelques propositions particulièrement sur des AGN émetteurs en rayons  $\gamma$  (voir aussi §VII.5).

Pour terminer avec les aspects observationnels concernant directement les jets, il serait intéressant de tester deux idées nouvelles.

La première est que les jets VLBI sont a priori susceptibles de rayonner jusque dans le domaine optique. C'est un point qui est aisément calculable dans le cadre du modèle présenté en §V.3 et qu'on pourra tester avec le mode interférométrique du VLT sur des échelles comparables à celles de la VLBI millimétrique.

La seconde idée consiste en la recherche de radiosources invisibles. En effet, il est clair maintenant qu'un jet peut exister sans rayonner (ou très faiblement) d'après tout ce qui a été dit notamment dans ce mémoire. N'en serait-il pas de même pour les lobes? Ceci est un peu moins évident dans l'état actuel de nos connaissances sur la physique du rayonnement des lobes, mais il devrait être possible de détecter la présence d'un lobe invisible par l'observation du gaz X dans une galaxie ou le gaz ionisé dans le milieu interstellaire. Des observations HST et ROSAT ont montré des signes évidents d'interaction, le jet ou le lobe comprimant ou repoussant la matière environnante. Je ne pense pas pouvoir résoudre de cette manière le problème de la dichotomie entre les sources émettrices et non-émettrices en radio (radio-loud et radio-quiet), mais nous en apprendrions beaucoup sur la physique des lobes. Cela constituerait de plus une preuve supplémentaire en faveur du concept de jet à deux fluides distinguant la composante radiative de la composante dynamique.

### *3) Modélisation du rayonnement des radiosources*

Le modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement doit être quantifié. Il faudra donc poursuivre dans l'étude des turbulences d'Alfvén non-linéaires décrite au chapitre VI.

Il faut également mettre au point une modélisation simple qui permettra aux observateurs de déduire les paramètres physiques dans le cadre du concept de jet à deux fluides.

Je commence ce travail en essayant d'interpréter un diagramme corrélant la visibilité d'un jet avec la longueur du lobe correspondant dans les sources unilatérales. Si l'expansion des radiosources (mesurée par la longueur du lobe, c'est-à-dire par la distance du cœur à l'extrémité du lobe) était parfaitement symétrique, la vitesse finie de la lumière impliquerait que le lobe le plus loin serait moins long parce que le rayonnement qui nous parvient aurait été émis à un âge moindre de la radiosource. Dans l'interprétation de l'unilatéralité en terme d'aberration relativiste, le jet visible pointe vers nous, donc le lobe correspondant au jet visible devrait être systématiquement plus long. Mais les observations montrent que seulement 60% des jets visibles sont du côté du lobe le plus long (Scheuer, 1995; C. Kotanyi sur un échantillon essentiellement indépendant). Ceci est en contradiction flagrante avec l'aberration relativiste. Scheuer trouve que les 60% peuvent s'expliquer avec une faible vitesse d'expansion des lobes (0.05-0.1 c). Outre le fait que je ne trouve pas son ajustement très convaincant, il reconnaît lui-même que des effets intrinsèques (dissymétries dans la propagation des deux jets par exemple) doivent dominer pour expliquer les 40% de jets visibles qui pointent vers le lobe le plus court (voir aussi Best et al. 1995). Avec C. Kotanyi, nous essayons d'interpréter ces résultats dans le cadre de mon modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement. Nous avons là une preuve que l'environnement dans lequel se propagent les lobes est dissymétrique (si on admet que les jets sont initialement identiques, voir Chap. II), mais je souhaiterais rendre ces résultats cohérents avec le fait que, dans mon modèle, le jet qui rayonne se propage dans le milieu le moins dense. Je m'attends donc à un excès de jets du côté du lobe le plus long, sans toutefois prévoir nécessairement un effet systématique. Ceci est parfaitement compatible

avec les observations, mais il faut néanmoins comprendre comment un jet peut interagir suffisamment avec le milieu interstellaire pour ne pas rayonner, tout en se propageant plus loin que son homologue opposé qui lui rayonne. Ce travail est en cours, et il apparaît que les gradients de densité rencontrés par le jet pourraient influencer non seulement sur la vitesse d'expansion de la radiosource, mais peut-être également sur la couche limite des jets, donc sur le rayonnement (voir par exemple les simulations numériques de Wiita et al. 1990, Hardee et al. 1992).

Le modèle de jets VLBI doit être complété par une étude cinétique du comportement d'un nuage d'électrons-positrons relativistes se propageant dans un jet MHD entre des distances de  $10^{-3}$  pc à 1 pc environ, en prenant en compte les contraintes de rayonnement hautes-énergies très près de l'AGN. Nous aurions alors un spectre (continuum) synthétique complet d'un AGN de la radio jusqu'aux rayons  $\gamma$ . Surtout, les propriétés observées des nodosités VLBI seraient des contraintes pour la physique de ce qui se passe dans les régions centrales inaccessibles à l'imagerie.

L'ensemble de ces modélisations fournira une vision auto-cohérente du rayonnement synchrotron des radiosources de  $10^{-3}$  pc à quelques Mpc. Ne restera alors plus qu'à considérer la physique interne des lobes dans ce schéma global.

#### *4) Turbulences, mécanismes d'accélération des particules*

Outre l'étude des instabilités d'Alfvén non-linéaires déjà mentionnée (Chap. VI), il pourrait être utile d'envisager d'autres mécanismes permettant d'accélérer les particules. En effet dans les processus envisagés actuellement (diffusion sur des ondes d'Alfvén avec ou sans choc), le problème de l'injection des particules (préaccélération pour atteindre la résonance entre particule et onde) n'est toujours pas résolu. Les images à haute résolution ne montrent pas de chocs forts qui de toutes manières auraient produit trop de rayonnement synchrotron optique (Fraix-Burnet & Pelletier, 1991). Enfin, il est permis de douter de l'efficacité de l'accélération en l'absence de choc étant donné que les taux de polarisation observés (jusqu'à 20-30% et même 60-70% dans certains jets VLBI) impliquent des taux de turbulence modestes. Les structures filamentaires observées étant très certainement des structures magnétiques, des mécanismes d'accélération par reconnection dans les jets devraient être considérés sérieusement (Romanova & Lovelace 1992).

La couche limite entre le jet et le milieu interstellaire joue un rôle crucial, tout particulièrement dans le cadre du modèle de dissymétrie intrinsèque de rayonnement. C'est pourquoi avec M. Hanasz nous avons envisagé d'étudier l'influence d'un gradient transverse (en densité et en vitesse) sur la propagation des modes de réflexion de l'instabilité Kelvin-Helmoltz. La présence de ce gradient (par exemple sous forme d'une couche limite induite par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz) pourrait créer une instabilité secondaire responsable de l'explosion de la couche limite mise en évidence dans certaines simulations numériques. Cette instabilité secondaire pourrait aussi expliquer l'élargissement soudain de certains jets. Une autre question à résoudre serait de savoir si le cocon peut rayonner en synchrotron comme on pourrait le penser dans le cas de 3C273.

Enfin, il apparaît de plus en plus opportun de prendre en compte une possible dissymétrie initiale des jets en étudiant quel type de dissymétrie pourrait se propager avec le jet à partir de dissymétries dans les processus d'extraction des jets. Il est évident que la

structure du champ magnétique dans le jet a une influence considérable sur la collimation, la propagation, mais aussi sur le rayonnement du jet.

### *5) Unification physique des Noyaux Actifs de Galaxies*

L'étude des jets extragalactiques a une portée très large puisqu'ils constituent en quelque sorte des sondes naturelles du cœur des galaxies actives et sont sans aucun doute le signe d'étapes violentes dans l'évolution des galaxies (interaction, coalescence, trous noirs,...). Ils sont une des manifestations les plus spectaculaires des noyaux actifs de galaxies dont la zoologie atteint une complexification croissante et insatisfaisante. Afin de comprendre les différentes classes d'AGN, quelques tentatives d'unification ont été proposées. La plus populaire est basée sur l'orientation du disque d'accrétion par rapport à l'observateur. Il faut bien reconnaître que l'idée, bien que séduisante parce que très simple, a de très sérieuses brèches. Ceci n'est pas très étonnant à mes yeux car expliquer par un simple effet géométrique des objets englobant des phénomènes complexes, violents et très transitoires était voué à l'échec. Certes l'orientation joue forcément un rôle, les pôles du disque d'accrétion et la direction des jets définissant un axe privilégié. Pour ce qui concerne les radiosources uniquement, je mettrais en avant trois points reliés directement à mon travail:

- 1) l'unilatéralité ou plus généralement les dissymétries ne sont pas des indicateurs d'orientation puisque des effets intrinsèques interviennent parfois d'une manière dominante;
- 2) les mouvements apparents (superluminiques en particulier) n'apportent que très peu de contraintes sur l'orientation du jet puisque les observations montrent clairement que les trajectoires des nodosités sont tridimensionnelles (du type hélicoïdal);
- 3) le concept de jet à deux fluides appliqué à toutes les échelles implique que l'intensité du rayonnement synchrotron d'une radiosource n'a que bien peu de choses à voir avec la puissance de la radiosource. Elle dépend plutôt de la physique interne du jet qui est déterminée en grande partie par l'environnement (voir dans le même esprit, à propos des lobes radio de Cygnus A, Barthel & Arnaud 1996).

Il me semble important de reconsidérer l'ensemble de la classification des radiosources en prenant en compte les effets intrinsèques. Par exemple, les sources du type FRI (Fanaroff-Riley de type I) sont essentiellement bilatérales alors que les FRII sont essentiellement unilatérales. La différence entre les deux n'est pour moi pas un effet d'orientation ni de puissance (vitesse?) d'éjection, mais pourrait bien être un effet d'environnement. En outre, les AGN non-radio apparaissent de plus en plus comme des AGN radio très faibles dans lesquels on détecte parfois des mini radiosources. Ces dernières pourraient être des radiosources très jeunes ou des radiosources brimées ou manquant de puissance. Il est également possible que les AGN non radio émettent des jets non collimatés ne pouvant donc pas rayonner beaucoup (cpar ex. Rees & Fabian 1995). Ceci rejoint ma proposition qu'il peut exister des radiosources invisibles!

Cette différence entre AGN radio et non-radio peut aussi trouver une explication dans les propriétés du disque d'accrétion qui contrôlent les mécanismes d'éjection. L'équipe grenobloise (G. Pelletier, G. Henri, J. Fereira, A. Marcowith) a maintenant suffisamment d'ingrédients théoriques pour unifier l'ensemble des AGN avec seulement une poignée de paramètres physiques. Nous allons nous atteler à ce travail en essayant de contraindre quantitativement ces paramètres et en faisant au maximum table rase de la classification

actuelle. Dans ce contexte, afin de tester l'ensemble de nos modèles d'accrétion/éjection, de rayonnement aux hautes énergies et de jets VLBI, nous allons participer à des programmes d'observations  $\gamma$  couplées avec l'optique et la radio, sans oublier les rayons X dans la mesure du possible. Je suis particulièrement intéressé par le suivi du nuage de paires électrons/positrons qui doit apparaître à l'échelle VLBI après un sursaut  $\gamma$ , selon le modèle présenté au §V.3. C'est ici que la VLBI millimétrique et bientôt l'interférométrie optique vont révéler tout leur intérêt.

**Publications dans des revues à lecteur**

- 1) Bottinelli, L., Fraix-Burnet, D., Gouguenheim, L., Kazes, I., Le Squeren, A.M., Patey, I., Rickard, L.J., Turner, B.E.:  
“Mrk273: a new OH megamaser”  
1985, A&A, 151, L7
- 2) Fraix-Burnet, D., Nieto, J.L.:  
“Quantitative analysis of the optical jet in the QSO 3C 273”  
1988, A&A, 198, 87
- 3) van Driel, W., Fraix-Burnet, D., Boisson, C., Bottinelli, L., Gouguenheim, L.:  
“Distribution and kinematics of HI gas in the Virgo cluster galaxies NGC 4318 and VCC 566”  
1988, A&A, 205, 47
- 4) Fraix-Burnet, D., Nieto, J.-L., Lelièvre, G., Macchetto, F.D., Perryman, M.A.C., di Serego Alighieri, S.:  
“Near-UV emission from 3C 66B and its jet”  
1989, ApJ, 336, 121
- 5) Fraix-Burnet, D., Nieto, J.-L., Roques, S.:  
“Image deconvolution applied to the 3C 273 jet”  
1989, A&A, 217, 387
- 6) Fraix-Burnet, D., Nieto, J.-L., Poulain, P.:  
“Detection of optical polarization in the 3C 66B jet”  
1989, A&A, 221, L1
- 7) Fraix-Burnet, D., Le Borgne, J.-F., Nieto, J.-L.:  
“Optical polarization of the M87 jet”  
1989, A&A, 224, 17
- 8) Fraix-Burnet, D.:  
“Superluminal motions with oblique shocks”  
1990, A&A, 227, 1
- 9) Fraix-Burnet, D., Golombek, D., Macchetto, F.D., Nieto, J.-L., Lelièvre, G., Perryman, M.A.C., di Serego Alighieri, S.:  
“The elusive optical jets”  
1991, AJ, 101, 88
- 10) Fraix-Burnet, D., Pelletier, G.:  
“Oblique mixed shocks in extragalactic jets”  
1991, ApJ, 367, 86
- 11) Fraix-Burnet, D., Golombek, D., Macchetto, F.D.:  
“An optical study of 3C 31, 3C 66B, 3C 120 and their jets”  
1991, AJ, 102, 562

- 12) Sparks, W.B., Fraix-Burnet, D., Macchetto, F.D.:  
“A counterjet in the elliptical galaxy M87”  
1992, *Nat*, 355, 804  
**Annexe A**
  - 13) Fraix-Burnet, D.:  
“The jet/interstellar medium interaction and the radiation properties of extragalactic jets”  
1992, *A&A*, 259, 445  
**Annexe B**
  - 14) Despringre, V., Fraix-Burnet, D., Davoust, E.:  
“First millimeter mapping of the jet and nucleus of M87”  
1996, *A&A*, 309, 375  
**Annexe C**
  - 15) Fraix-Burnet, D.:  
“MHD turbulences in extragalactic jets”  
1996, *Astrophysical Letters & Communication*, 34, 389
  - 16) Bouyoucef, K., Fraix-Burnet, D., Roques, S.:  
“Interactive Deconvolution with Error Analysis (IDEA) in astronomical imaging: application to aberrated HST images of SN1987A, M87, 3C66B”  
1997, *A&AS*, 121, 575  
**Annexe D**
  - 17) Despringre, V., Fraix-Burnet, D.:  
“Two-fluid model for VLBI jets: I. Homogeneous and stationary synchrotron emission simulations”  
1997, *A&A*, 320, 26  
**Annexe E**
  - 18) Fraix-Burnet, D.:  
“An optical counterjet in 3C66B?”  
1997, *MNRAS*, 284, 911  
**Annexe F**
-

## Bibliographie

- Barthel P.D., 1989, ApJ 336, 606  
 Barthel P.D., Arnaud K.A., 1996, MNRAS 283, L45  
 Best P.N., Bailer D.M., Longair M.S., Riley J.M., 1995, MNRAS 275, 1171  
 Bicknell G.V., 1986, ApJ 300, 591  
 Bodo G., Ferrari A., Massaglia S., Trussoni E., 1990, MNRAS 244, 530  
 Bodo G., Ferrari A., Massaglia S., Rossi P., Shibata K., Uchida Y., 1992, A&A 256, 689  
 Bodo G., Massaglia S., Rossi P., Rosner R., Malagoli A., Ferrari A., 1995, A&A 303, 281  
 Böhringer H., Nulsen P.E.J., Braun R., Fabian A.C., 1995, MNRAS 274, L67  
 Capetti A., Axon D.J., Macchetto F., Sparks W.B., Boksenberg A., 1996, ApJ 469, 554  
 Carilli C.L., Perley R.A., Harris D.E., 1994, MNRAS 270, 173  
 Cawthorne T.V., Wardle J.F.C., Roberts D.H., Gabuzda D.C., 1993, ApJ 416, 519  
 Chagelishvili G.D., Bodo G., Trussoni E., 1996, A&A 306, 329  
 Cramer N.F., 1991, J. Plasma Physics 46, 15  
 Despringre V., 1996, *Thèse de l'Université Paul Sabatier*, Toulouse  
 Eilek J.A., Henriksen R.N., 1984, ApJ, 277, 820  
 Fabian A.C., Rees M.J., 1995, MNRAS 277, L55  
 Ferreira J., Pelletier, G., 1995, A&A 295, 807  
 Garrington S.T., Leahy J.P., Conway R.G., Laing R.A., 1988, MNRAS 331, 147  
 Ghosh S., Papadopoulos K., 1987, Phys. Fluids 30, 1371  
 Gómez J.L., Martí J.M., Marsher A.P., Ibáñez, Marcaide J.M., 1995, ApJ 449, L19  
 Gopal-Krishna, Wiita P.J., 1996, ApJ 467, 191  
 Hardee P.E., Clarke D.A., 1995, ApJ 451, L25  
 Hardee P.E., White III R.E., Norman M.L., Cooper M.A., Clarke D.A., 1992, ApJ 387, 460  
 Jackson N., Sparks W.B., Miley G.K., Macchetto F., 1994, A&A 284, 65  
 Jones D.L., 1986, ApJ 309, L5  
 Kennel C.F., Buti B., Hada T., Pellat R., 1988, Phys. Fluids 31, 1949  
 Laing R.A., 1988, MNRAS 331, 149  
 Macchetto F., 1995, in: *Extragalactic Radio Sources*, IAU Symp. No 175, Eds Ekers, Fanti, Padrielli, p. 195 (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht)  
 Malik S.K., Singh M., 1985, Astroph. Sp. Sc. 109, 231  
 Malik S.K., Singh M., 1986, Phys. Fluids 29, 2853  
 Marcowith A., Henri G., Pelletier G., 1995, MNRAS 277, 681  
 Mjølhus E., 1976, J. Plasma Phys. 16, 321  
 Parma P., Morganti R., Capetti A., Fanti R., de Ruiter H.R., 1993, A&A 267, 31  
 Pelletier G., Sol H., Asséo E., 1988, Phys. Rev A 38, 2552  
 Qian S.J., Krichbaum T.P., Zensus J.A., Steffen W., Witzel A., 1996, A&A 308, 395  
 Reid M.J., Biretta J.A., Junor W., Muxlow T.W.B., Spencer R.E., 1989, ApJ 336, 112  
 Romanova M.M., Lovelace R.V.E., 1992, A&A 262, 26  
 Saikia D.J., Jeyakumar S., Wiita P.J., Sanghera H.S., Spencer R.E., 1995, MNRAS 276, 1215  
 Scheuer P.A.G., 1995, MNRAS 277, 331  
 Sol H., Pelletier G., Asséo E., 1989, MNRAS 237, 411



*Bibliographie*

- Spangler S.R., Sheerin J.P., 1982, J. Plasma Physics 27, 193  
Villata M., Ferrari A., 1994, A&A 284, 663  
Villata M., Ferrari A., 1995, A&A 293, 626  
Wang J.C.L., Sulkanen M.E., Lovelace R.V.E., 1992, ApJ 390, 46  
Wiita P.J., Rosen A., Norman M.L., 1990, ApJ 350, 545  
Zensus J.A., 1995, in: *Extragalactic Radio Sources*, IAU Symp. No 175, Eds Ekers, Fanti, Padrielli, p. 5 (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht)